



国防科技大学学报

Journal of National University of Defense Technology

ISSN 1001-2486, CN 43-1067/T

《国防科技大学学报》网络首发论文

题目： 磁场配置对热化学非平衡湍流场调控效果影响研究
作者： 杜洋, 柳军, 黄伟, 翟瑞卿
收稿日期： 2026-01-12
网络首发日期： 2026-04-03
引用格式： 杜洋, 柳军, 黄伟, 翟瑞卿. 磁场配置对热化学非平衡湍流场调控效果影响研究[J/OL]. 国防科技大学学报.
<https://link.cnki.net/urlid/43.1067.T.20260403.1135.002>



网络首发：在编辑部工作流程中，稿件从录用到出版要经历录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿等阶段。录用定稿指内容已经确定，且通过同行评议、主编终审同意刊用的稿件。排版定稿指录用定稿按照期刊特定版式（包括网络呈现版式）排版后的稿件，可暂不确定出版年、卷、期和页码。整期汇编定稿指出版年、卷、期、页码均已确定的印刷或数字出版的整期汇编稿件。录用定稿网络首发稿件内容必须符合《出版管理条例》和《期刊出版管理规定》的有关规定；学术研究成果具有创新性、科学性和先进性，符合编辑部对刊文的录用要求，不存在学术不端行为及其他侵权行为；稿件内容应基本符合国家有关书刊编辑、出版的技术标准，正确使用和统一规范语言文字、符号、数字、外文字母、法定计量单位及地图标注等。为确保录用定稿网络首发的严肃性，录用定稿一经发布，不得修改论文题目、作者、机构名称和学术内容，只可基于编辑规范进行少量文字的修改。

出版确认：纸质期刊编辑部通过与《中国学术期刊（光盘版）》电子杂志社有限公司签约，在《中国学术期刊（网络版）》出版传播平台上创办与纸质期刊内容一致的网络版，以单篇或整期出版形式，在印刷出版之前刊发论文的录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿。因为《中国学术期刊（网络版）》是国家新闻出版广电总局批准的网络连续型出版物（ISSN 2096-4188, CN 11-6037/Z），所以签约期刊的网络版上网络首发论文视为正式出版。

doi: 10.11887/j.issn.1001-2486.26010019

磁场配置对热化学非平衡湍流场调控效果影响研究

杜洋, 柳军, 黄伟*, 翟瑞卿

(国防科技大学 先进推进技术实验室, 湖南 长沙 410073)

摘要: 为研究外加磁场对高超声速飞行器流场的调控效果, 针对 OREX 飞行器再入工况 ($Ma=9.06$, $H=48.4\text{km}$), 采用 10 倍尺度放大模型以达到湍流雷诺数 ($Re=2.23\times 10^6$), 采用热化学非平衡 Navier-Stokes 方程, 结合双温度模型、11 组元化学反应和 $k-\omega$ SST 湍流模型, 对比研究了四种磁场配置: 驻点偶极子磁场、全域均匀磁场、双窗口局部均匀磁场和参数化磁场。结果表明: 参数化磁场实现了最优调控效果, 壁面总热流降低 8%~14%; 肩部区域参数化磁场显著促进电离反应, 电子数密度增加约 67%。偶极子磁场在驻点线上产生了独特的振动温度过激发现象 ($T_v > T$)。壁面热流分解表明振动热流贡献超 99%, 证明了双温度模型的必要性。研究结果可为磁流体动力学热防护技术的磁场优化设计提供理论依据。

关键词: 高速飞行器; 热化学非平衡; 磁流体动力学; 磁场配置; 热防护

中图分类号: V211.3

文献标识码: A

Investigation on the effects of magnetic field configurations on thermochemical nonequilibrium turbulent flow control

DU Yang, LIU Jun, HUANG Wei*, ZHAI Ruiqing

(Advanced Propulsion Technology Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: To investigate the flow control effects of applied magnetic fields on hypersonic vehicles, four magnetic field configurations — stagnation-point dipole, globally uniform, dual-window locally uniform, and parameterized fields — were comparatively studied for the OREX reentry condition ($Ma=9.06$, $H=48.4\text{km}$). A 10-fold scale-up model was employed to achieve a turbulent Reynolds number of $Re=2.23\times 10^6$. The thermochemical nonequilibrium Navier-Stokes equations were solved using a two-temperature model, an 11-species chemical reaction mechanism, and the $k-\omega$ SST turbulence model. Results show that the parameterized magnetic field achieved optimal flow control performance, with the total wall heat flux reduced by 8%~14%. In the shoulder region, ionization reactions were significantly enhanced by the parameterized field, resulting in an approximately 67% increase in electron number density. A unique vibrational temperature overshoot phenomenon ($T_v > T$) was observed along the stagnation line under the dipole field configuration. Wall heat flux decomposition analysis indicated that vibrational heat flux accounted for over 99% of the total, demonstrating the necessity of the two-temperature model. These findings provide a theoretical foundation for magnetic field optimization design in magnetohydrodynamic thermal protection technology.

Keywords: high-speed aircraft; thermochemical nonequilibrium; magnetohydrodynamics; magnetic field configuration; thermal protection

高超声速飞行器在大气层内飞行时, 由于强烈的气动加热, 其周围气体会发生分解、解离和电离等复杂的热化学反应。这些反应与流场的热力学特性和动力学特性紧密耦合, 形成热化学非平衡状态, 对飞行器的气动特性、热防护设计以及通信性能评估具有重要影响。

磁流体动力学(magnetohydrodynamics, MHD)作为一种有潜力的主动流场控制方法, 通过施加外部磁场与部分电离气体相互作用, 能够改变流场结构、减缓激波强度、降低壁面热流, 近年来受到广泛关注^[1-3]。Zhou 等^[4]通过数值模拟证实了合理的磁场布局能够有效减弱激波强度。

收稿日期: 2026-01-12

基金项目: 国家重点研发计划资助项目 (2019YFA0405200)

第一作者: 杜洋 (1994—), 女, 山西太原人, 博士研究生, E-mail: KristenTwo@163.com

*通信作者: 黄伟 (1982—), 男, 湖北天门人, 教授, 博士, 博士生导师, E-mail: weihuang@nudt.edu.cn

引用格式: 杜洋, 柳军, 黄伟, 等. 磁场配置对热化学非平衡湍流场调控效果影响研究[J]. 国防科技大学学报,

Citation: DU Y, LIU J, HUANG W, et al. Investigation on the effects of magnetic field configurations on thermochemical nonequilibrium turbulent flow control[J]. Journal of National University of Defense Technology,

Franciamore 等^[5]发现适当的磁场配置可以抑制边界层不稳定性的发展。Johannes 等^[6]通过实验验证了磁场对高超声速飞行器热流的降低效果。这些研究表明, 磁场配置对 MHD 控制效果具有决定性影响, 但不同磁场配置的系统对比研究仍然不足。

热化学非平衡效应在高超声速 MHD 流动中起着关键作用。Yang 等^[7]发现高温热化学非平衡条件下的电离特性与平衡条件存在显著差异, 直接影响了磁场与流场的相互作用强度。Boyd 等^[8]的研究表明振动温度与平动温度的非平衡对电离率有重要影响, 而电离率是决定 MHD 控制效果的关键参数。Candler 等^[9]指出振动能量的积累促进了电离过程, 增强了磁场与流场的耦合强度。这些研究揭示了热化学非平衡过程对 MHD 控制的重要影响, 然而不同磁场配置如何影响热化学非平衡特性的空间分布, 以及这种影响如何反作用于流场调控效果, 尚缺乏深入研究。

流态效应是影响高超声速磁控流场的另一重要因素。目前研究多集中于层流工况, 而高雷诺数湍流条件下的磁控流场特性研究相对缺乏。Jeong^[10]的研究表明, 高超声速边界层层流-湍流转捩对热流和阻力特性有显著影响。Passiatore 等^[11-12]发现湍流条件下的热化学反应速率与层流条件存在明显差异, 这暗示流态变化可能显著改变磁场与流场的相互作用机理。Luo 等^[13]在针对高超声速压缩拐角的 MHD 控制研究中发现, 洛伦兹力对湍流边界层的摩擦特性和分离区尺寸有显著影响。

基于上述研究现状, 本文旨在通过对比驻点偶极子磁场、全域均匀磁场、双窗口局部均匀磁场和参数化磁场四种典型配置, 系统研究高超声速湍流工况下磁场配置对流场结构、热化学非平衡特性和壁面气动热参数的影响规律, 揭示不同磁场配置的流场调控机理差异, 以期为高超声速飞行器磁流体控制技术的磁场优化设计提供理论依据。研究发现, 参数化磁场通过磁场分布与流场结构的良好匹配实现了最优调控效果, 磁场的空间连续性是实现有效调控的关键因素; 同时揭示了偶极子磁场独特的振动温度过激发现象以及磁场调控效果的空间选择性规律。

1 数值计算方法

1.1 数值方法

本研究采用高温热化学非平衡模型, 考虑分子振动激发、分子解离、电子激发和电离等热化学反应过程。控制方程包括质量守恒方程、动量守恒方程、能量守恒方程、振动能量守恒方程、组元守恒方程以及电磁场方程。

热非平衡模型采用 Park 双温度模型^[14], 将气体温度分为平动-转动温度 (T) 和振动温度 (T_v), 能够更准确地描述不同自由度的能量状态。对于分子组元, 内能包含平动-转动内能和振动内能, 其表达式为:

$$e_i = e_{i,tr} + e_{i,vib} \quad (1)$$

化学非平衡模型考虑 11 组分 (N_2 , O_2 , NO , N , O , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ , O^+ , e^-) 的化学反应^[15]。反应速率系数根据 Arrhenius 公式计算, 根据反应类型, 控制温度有不同的定义: 分子解离反应使用平动温度和振动温度的加权平均, 交换反应使用平动温度, 电子碰撞电离反应使用振动温度。

对于湍流模拟, 采用 $k-\omega$ SST 湍流模型^[16], 该模型结合了 $k-\omega$ 模型在近壁区域的优势和 $k-\varepsilon$ 模型在自由剪切区域的适用性。湍动能和比耗散率的输运方程为:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_j)}{\partial x_j} = P_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_j)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma \omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{2(1-F_1)\sigma_{\omega 2} \cdot \rho}{\omega} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3)$$

在化学反应源项处理方面, 反应速率直接由平均量计算, 不考虑湍流脉动对组分生成率的影响; 在湍流输运项封闭方面, 振动能方程和组分方程的湍流扩散项分别采用湍流普朗特数 ($Pr^T=0.9$) 和湍流施密特数 ($Sc_k^T=1.0$) 进行模化。

MHD 控制采用广义欧姆定律描述电磁场与电离气体的相互作用:

$$J = \sigma(E + v \times B) \quad (4)$$

洛伦兹力计算为:

$$F_L = J \times B \quad (5)$$

其中, J 是电流密度, B 是磁感应强度。

在低磁雷诺数假设下, 电磁场由 Maxwell 方程组的简化形式描述:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla \times B = \mu_0 J \quad (7)$$

$$\nabla B = 0 \quad (8)$$

对于稳态问题, 方程(6)简化为:

$$\nabla \times E = 0 \quad (9)$$

结合广义欧姆定律可以得到电势的泊松方程:

$$\nabla(\sigma \nabla \phi) = \nabla \cdot (\sigma v \times B) \quad (10)$$

这个方程描述了电势分布, 求解后可以得到电场和电流密度分布。磁场在低磁雷诺数假设下通常被视为外加磁场, 不受流场影响而变化。

N-S 控制方程组为:

组分方程:

$$\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_k v) = \nabla \cdot (\rho D_k \nabla Y_k) + \dot{\omega}_k \quad (11)$$

其中, ρ 为密度, Y_k 为组分 k 的质量分数, v 为速度矢量, D_k 为组分 k 的扩散系数, $\dot{\omega}_k$ 为组分 k 的化学反应源项。在湍流条件下, 组分连续性方程的雷诺平均形式为:

$$\frac{\partial(\rho \tilde{Y}_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \tilde{Y}_k \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho D_k \partial \tilde{Y}_k}{\partial x_j} - \rho Y_k \tilde{u}_j \right) + \dot{\omega}_k \quad (12)$$

动量方程:

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v v + pI) = \nabla \cdot \tau + J \times B \quad (13)$$

总能量方程:

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + p)U] = \nabla \cdot \begin{pmatrix} \tau \cdot U \\ -q \end{pmatrix} + J \cdot E \quad (14)$$

振动能方程:

$$\frac{\partial(\rho e_{\text{vib}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e_{\text{vib}} U) = \nabla \cdot (-q_{\text{vib}}) + S_{\text{vib}} + \frac{\gamma_{\text{ev}} |J|^2}{\sigma} \quad (15)$$

计算采用时间分离方法求解流场方程和电磁场方程, 空间离散采用 AUSMPW 通量格式^[17], 结合 MUSCL 重构技术和 Van Albada 限制器实现

高阶精度。时间积分采用 LU-SGS 隐式格式^[18], 对于化学反应源项和电磁场源项, 采用点隐式处理以提高计算稳定性, 收敛精度控制在 10^{-6} 以内。

1.2 计算模型及工况

1.2.1 模型选取

模型选取 OREX 飞行器 10 倍尺度放大模型, OREX 飞行器是日本 1996 年回收的轨道再入飞行器^[19], 本研究的模型是经过无量纲化定比例缩放的标模, 选取湍流效应相对来说较为明显的飞行工况进行研究。

1.2.2 计算网格与边界条件

本研究采用轴对称结构化网格对流场进行离散。为验证网格无关性, 分别建立了粗网格 (6 860 节点)、中网格 (21 060 节点) 和细网格 (26 754 节点) 三套网格对比计算, 三套网格的具体参数见表 1。三套网格均保持壁面第一层网格高度一致 (网格雷诺数为 10)。

表 1 飞行器半场网格参数

Tab.1 Mesh parameters for the half-domain configuration

参数	粗网格	中网格	细网格
总节点数	6 860	21 060	26 754
总单元数	3 230	10 176	12 960
壁面方向节点数	34	53	81
法向节点数	29	59	79
壁面第一层高度	2.52	2.52	2.52
法向增长率	1.27	1.08	1.05

图 1 为三套网格的驻点线温度分布对比。可以看出, 中网格与细网格的激波后温度分布高度吻合, 粗网格因网格分辨率较低导致激波数值厚度略大, 但激波后温度水平一致。图 2 为三套网格的壁面压力系数分布对比, 三套网格的结果几乎完全重合, 表明壁面压力分布对网格已不敏感。综合考虑计算精度与效率, 本文选取中网格进行后续计算。所有算例收敛标准设为密度残差降低到 10^{-6} 以下。

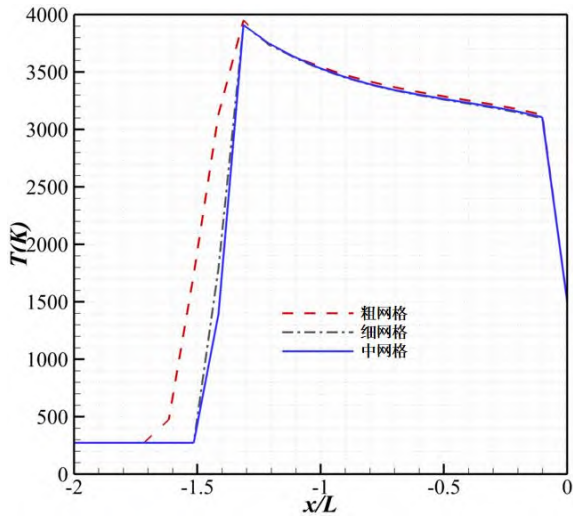


图1 三套网格驻点线温度分布对比

Fig. 1 Comparison of Stagnation-Line Temperature Distributions for Three Mesh Configurations

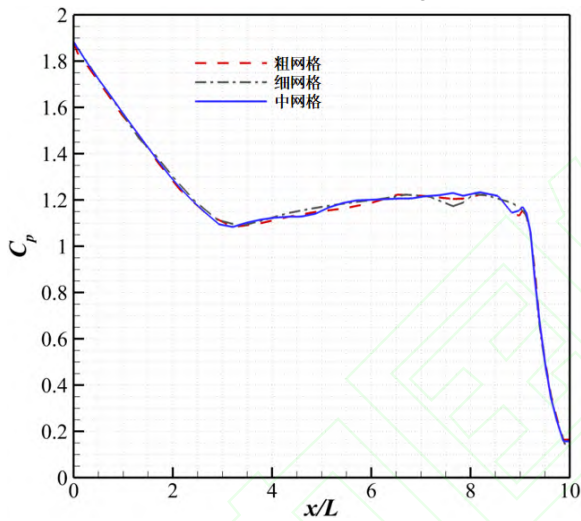


图2 三套网格壁面压力分布对比

Fig. 2 Comparison of Wall Pressure Distributions for Three Mesh Configurations

经过网格收敛性分析得到如图3所示网格，网格分为3个区域，对壁面附近和激波区域进行加密，确保了对边界层和激波层的精细捕捉。

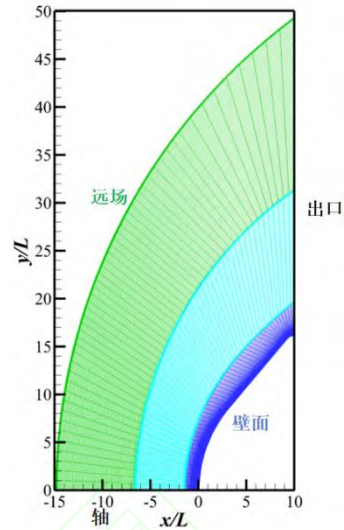


图3 飞行器半场网格示意图

Fig. 3 Schematic of the half-domain mesh

壁面采用无滑移、等温壁 ($T_w=1501\text{K}$) 和有限催化壁条件，其中，催化复合系数 $\gamma_{\text{eff}} = 7.5 \times 10^{-3}$ [20]。对电磁场采用绝缘边界条件。入口边界采用远场来流条件，出口采用零阶外推，对称轴采用对称边界条件。

1.2.3 计算工况

选取OREX在再入飞行时间 7501.5s时的飞行工况，此时对应的飞行高度为 48.4km，来流速度为 3000m/s，飞行马赫数为 9.06。根据美国标准大气模型 [14]，对应的来流静压约为 98.5Pa，静温 T_∞ 约为 270.65K，来流密度 ρ_∞ 为 $1.253 \times 10^{-3} \text{kg/m}^3$ ，动力粘性系数 μ_∞ 为 $1.704 \times 10^{-5} \text{kg}\cdot\text{m/s}$ ，该工况下的电离/导电水平并不极端，雷诺数约为 2.23×10^5 ，处于转换区间，边界层可能同时存在层流和湍流区域。为获得更高雷诺数并促进边界层转换/湍流发展，采用几何尺度放大 10 倍的相似模型；来流条件保持不变，因此雷诺数提高一个数量级。

外加磁场包括以下几种（如图4所示）：

(1) 磁场 1：中心位于驻点区域的偶极子磁场；

(2) 磁场 2：在全域施加的竖直向上的均匀磁场，简称全域均匀磁场；

(3) 磁场 3：对飞行器关键区域（驻点区、肩部区）施加局部磁场窗口，用于对磁场作用进行门控，其中，驻点区磁感线方向竖直向上，肩部区磁感线方向与壁面垂直，简称双窗口局部均匀磁场；

(4) 磁场 4：磁感线随流线方向改变（即磁感线与流线夹角 θ_{uB} 变化）的磁场（主要对块 1 的

θ_{uB} 进行修改, 其中, 驻点区夹角 90° , 肩部区域 45° , 二者中间区域夹角 $45^\circ \sim 90^\circ$), 简称参数化磁场。

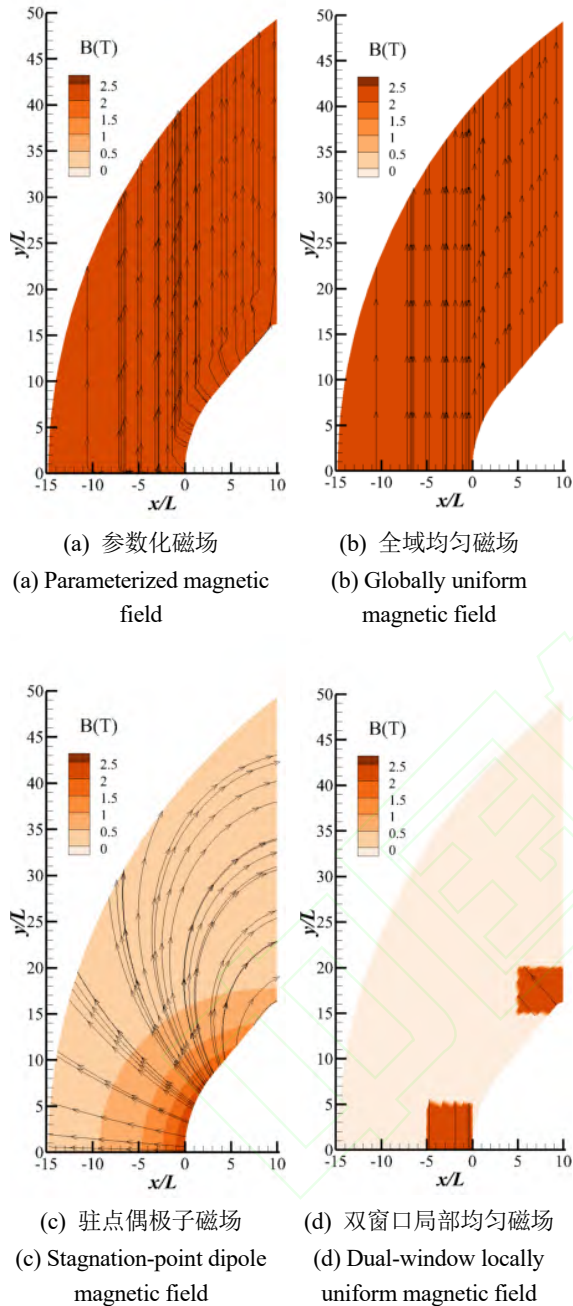


图 4 外加磁场情况

Fig. 4 Imposed magnetic field configurations

所有磁场在驻点区的强度 B_0 均为 2.5T。其中, 磁场 1 和磁场 2 作为工程磁源的近似, 磁场 3 和磁场 4 用于对磁场施加位置进行精细化研究, 可用于识别磁场控制的高敏感区域, 为后续工程化磁场布局提供依据。

2 数值模拟结果

分别从对气动热的降低效果、流场热非平衡特性、流场化学非平衡特性以及流场解离和电离情况四个方面对外加各类磁场前后对湍流场的影响效果进行分析。

2.1 流场等值云图分析

图 5 显示激波层温度分布, 四种磁场工况下平动温度的范围均为 400~3 800K。

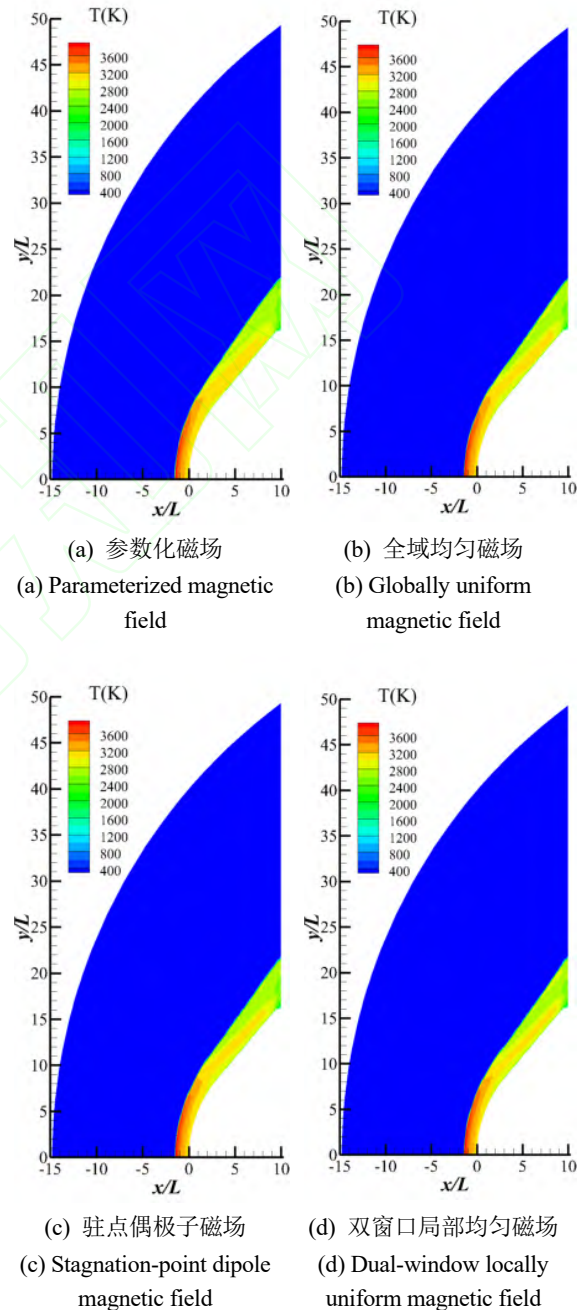


图 5 流场温度等值云图

Fig. 5 Temperature contours of the flowfield

氧解离度:

$$\alpha(O_2) = 2n(O) / (2n(O) + n(O_2))$$

氮解离度:

$$\alpha(N_2) = 2n(N) / (2n(N) + n(N_2))$$

离子化度:

$$\beta = n(e^-) / n(total)$$

图 6 显示了氧分子的解离程度 (最大约 0.45), 结合图 5 所示的流场温度分布, 此时全场基本还未达到 N_2 的解离温度 (4 000K) 而已基本覆盖氧气的解离温度区间 (2 500K~4 000K)。

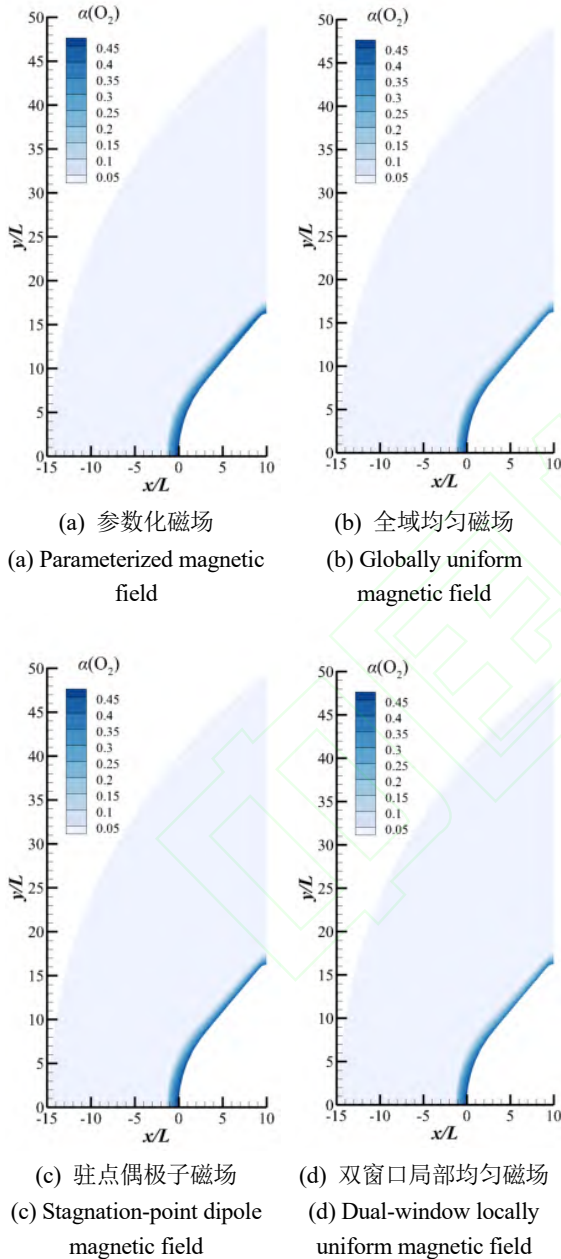


图 6 氧解离度等值云图分布结果对比

Fig. 6 Comparison of O_2 dissociation degree contours

图 7 所示的电子数密度分布显示了激波层中的电离程度, 四种磁场配置在驻点区都产生了较高的电子浓度 ($\sim 10^{16}m^{-3}$ 量级)。

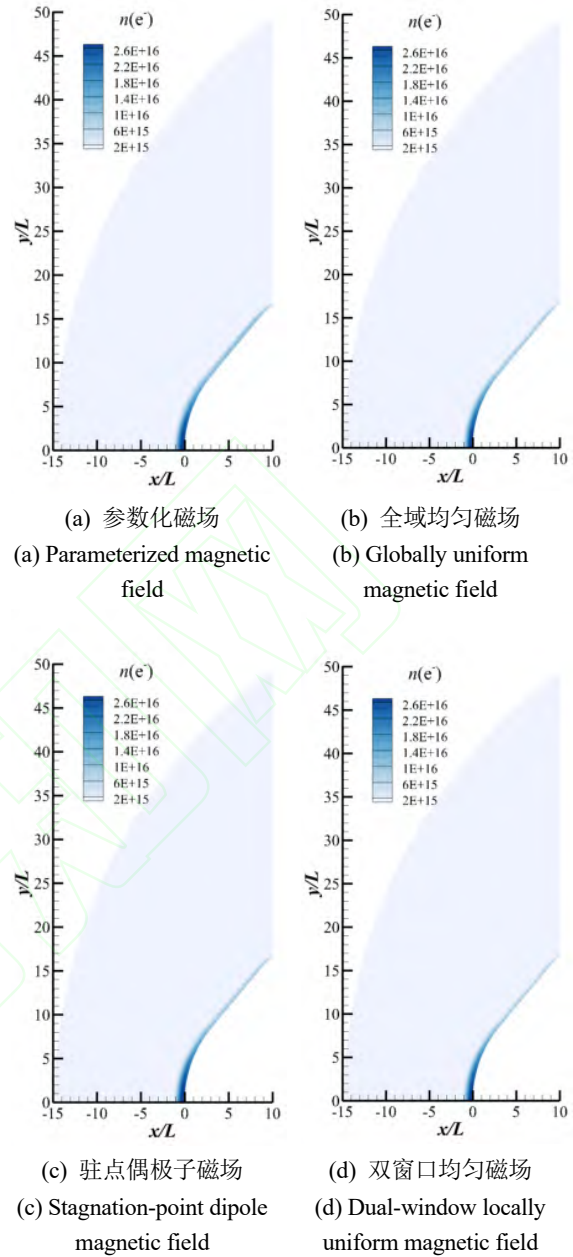


图 7 电子数密度等值云图分布结果对比

Fig. 7 Comparison of electron number density contours

2.2 壁面参数分布分析

图 8 沿壁面的摩擦分布表明, 两种均匀场的驻点区的摩擦系数快速上升至 ~ 0.0022 , 与无磁场接近; 而参数化磁场的摩擦系数最低, 首峰峰值 ~ 0.0017 , 偶极子次之 (首峰峰值 ~ 0.00188)。在肩部区域 ($x/L \sim 10$), 所有配置摩擦急剧增加, 依旧是参数化磁场的降摩效果最好。总体来说, 参数化磁场相比无磁场在驻点区 ($x/L = 0.01$) 减阻约 16.83%, 在中部位置 ($x/L = 2$) 减阻约 19.09%, 在肩部位置 ($x/L = 9.99$) 减阻约 8.63%。

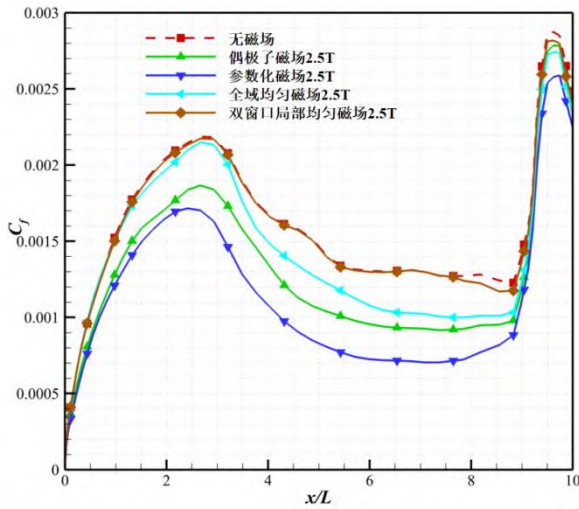


图 8 壁面摩阻对比

Fig. 8 Comparison of wall skin friction

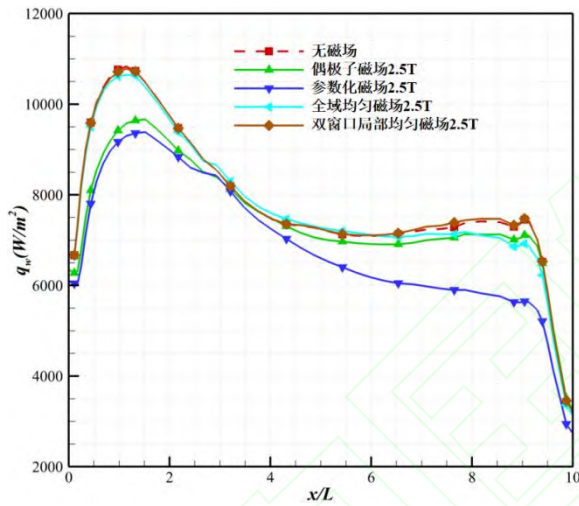


图 9 壁面热流对比

Fig. 9 Comparison of wall heat flux

根据图 9 所示，无外加磁场条件下，壁面热流在 $x/L \approx 1$ 处达到峰值，约为 10.84 kW/m^2 ，外加各类磁场后，飞行器各区域热流下降情况如表 2。

表 2 外加磁场后热流降幅对比

Tab.2 Comparison of heat flux reduction after applying the magnetic field

配置	驻点区 $x/L \approx 0.01$		中部 $x/L \approx 2.0$		肩部 $x/L \approx 9.99$	
	热流 (W/ m^2)	降幅 /%	热流/ (W/ m^2)	降 幅 /%	热流/ (W/ m^2)	降幅 /%
无磁 场	6 645	-	9 842	-	3 185	-
偶极 子	6 331	4.72	9 244	6.08	3 263	-2.45

参数 化	6 067	8.70	9 041	8.14	2 738	14.04
全域 均匀	6 708	-0.95	9 760	0.83	3 125	1.88
双窗 口局 部均 匀	6 687	0.63	9 837	0.05	3 212	-0.85

在四种磁场配置中，参数化磁场的控制效果最好，偶极子磁场次之，全域均匀场和双窗口局部均匀场与无磁场配置接近。

其中，参数化磁场对于驻点峰值的削减能力达到 8.70%，其对流场中部平台段的降热效果基本来自中后段的持续减热，反观偶极子磁场对流场的作用更偏向于对于流场前段驻点区与中段之间峰值的削弱作用，而对后段影响不大。

综合来看，在几种磁场配置中，参数化磁场的降热效果和减阻效果最好。

本文壁面热流采用 Park 双温度模型框架下的分量分解计算。

$$q_w = \lambda \frac{\partial T}{\partial n} + \underbrace{\mu_{ev} \cdot Pr}_{q_{tr}} \cdot \frac{\partial e_v}{\partial n} + \underbrace{\sum_k \rho D_k h_k}_{q_{dif}} \frac{\partial Y_k}{\partial n}$$

三项分别对应平动热传导、振动能扩散和组分扩散焓通量。其中振动能扩散项由壁面法向的振动能梯度驱动。

图 10 给出了各磁场配置下壁面振动热流的分布，从图 10 壁面振动热流分布可以看出， q_{vib} 是绝对主导项，总热流几乎就是振动热流，平动和扩散在整体热载中可以忽略。这是因为当前工况为“高焓+非平衡”。

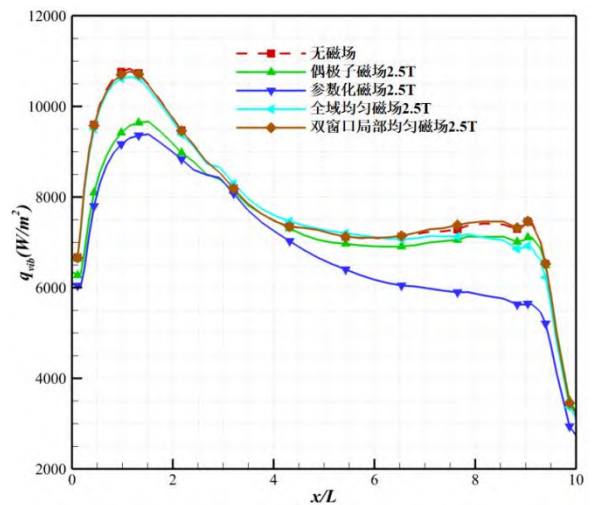


图 10 壁面振动热流对比

Fig. 10 Comparison of wall vibrational heat flux

结合图 11 可知，激波后气体温度达 3 500K 以上，已基本覆盖 O_2 的解离温度区间（2 500~4 000K），大量能量存储在分子振动自由度中；而壁面等温条件（ $T_w=1 501K$ ）使振动能在壁面附近急剧下降，形成远大于平动温度梯度的振动能法向梯度，这是振动热流占绝对主导的根本原因。壁面能量输运以振动能的分子输运为主，平动温度梯度在壁面附近不占主导，而扩散项（质量扩散带来的焓通量）量级天然就小，该现象进一步证明了双温度模型对捕捉能量输运机制的必要性，同时说明热防护设计必须重点考虑振动能的影响。值得一提的是，双窗口局部均匀磁场使得平动热流和扩散热流不减反增，振动热流也几乎与无磁场工况无异，说明当前窗口设置的均匀磁场方向对壁面降热基本无效。

结合图 9 显示的壁面总热流可知，外加参数化磁场有效降低了壁面振动热流，主要有以下原因：

- (1) 磁场作用改变了壁面附近的振动能分布；
- (2) 激波位置和强度的调整，影响激波后的振动能激发程度。

2.3 沿驻点线特性分析

沿驻点线的流场参数分布展示了沿驻点线从头部到来流方向的各关键参数演化，反映了磁场对激波层结构和热化学非平衡过程的影响。

2.3.1 热非平衡特性对比

图 11 表明，激波后温度急剧升高至~4 000K，四种磁场配置的温度分布基本一致，差异很小，但还是能看出参数化磁场的突变位置（约为 $x/L = -1.5$ ）相较于其余工况要提前一些，这种“前置相互作用”可以为后续持续减热提供基础。结合图 12 说明磁场主要影响热非平衡程度，而非总温度水平。

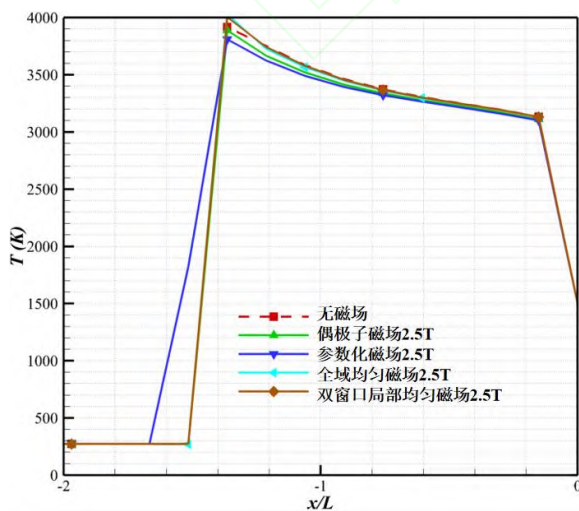


图 11 沿驻点线 T 对比

Fig. 11 Comparison of temperature distributions along stagnation line

图 12 表明，在激波后（ $x/L = -1.2$ 处）温度比出现显著下降，其中参数化磁场下降最明显，最低降至~0.42，说明其激波后的热非平衡程度最严重，平动温度远高于振动温度，这可能与其磁场分布导致的能量重新分配有关；偶极子磁场是几种配置中温度比峰值最高的（~1.1），也是唯一一个温度比显示为“凸峰”的配置，表明偶极子配置下驻点区的电磁能量沉积集中。偶极子磁场在驻点区产生了高度集中的能量沉积，局部高温促进了振动激发，而振动-平动能量弛豫的滞后效应导致振动温度累积升高，形成了 $T_v > T$ 的过激发现象，这种现象在其他磁场配置中不明显，说明偶极子磁场的能量沉积效应最强且最集中。

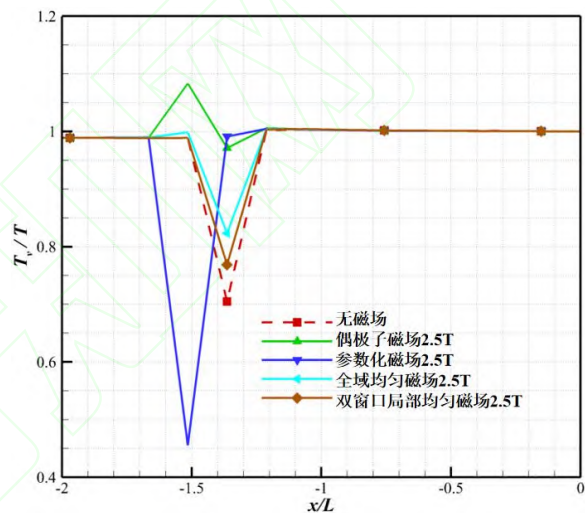


图 12 沿驻点线 T_v/T 对比

Fig. 12 Comparison of T_v/T distributions along stagnation line

2.3.2 化学非平衡特性对比

图 13 所示的沿驻点线 NO 质量分数分布高度一致，NO 分布从激波后逐渐增加，在 $x/L = -0.3$ 处达到峰值~0.062，说明四种磁场配置对 NO 生成的影响极小。虽然峰值几乎一样，但参数化磁场配置下的流场的四个变量的上升段略提前（往更负的 x/L 方向移动）。进一步说明，施加参数化磁场进行壁面降热的机制是先在更上游把气体推入“开始反应/开始电离”的门槛，但最终靠近壁面达到的峰值程度并没有显著改变。

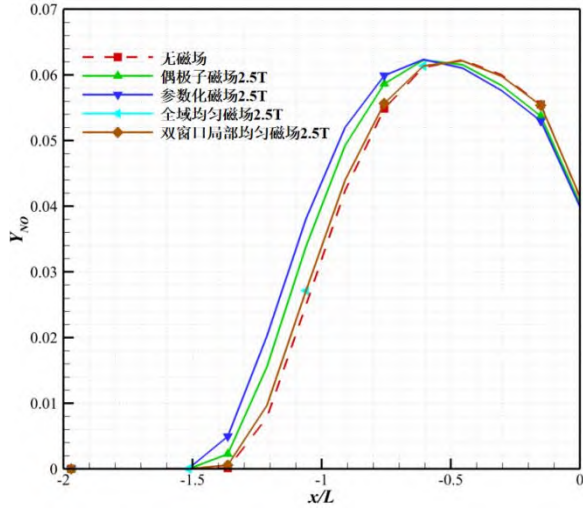


图 13 沿驻点线 NO 质量分数分布对比

Fig. 13 Comparison of NO mass fraction distributions along stagnation line

根据等离子体截止频率公式 $f_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi \epsilon_0 m_e}} \approx 8.968 \sqrt{n_e}$, 截止频率 $f_p \propto \sqrt{n_e}$, f_p 和电子数密度的变化趋势基本一致, 参数化磁场只是让 f_p 的“抬起点”略微前移, 但峰值黑障强度并不会显著降低, 说明在驻点线上, 参数化磁场对黑障的缓解作用有限。

根据图 14 所示的氮氧解离度分布, 各工况的氧解离度峰值都接近于 0.45, 其中, 参数化磁场的氧解离度略高, 表明其对化学反应的促进作用, 但该差异并不显著。

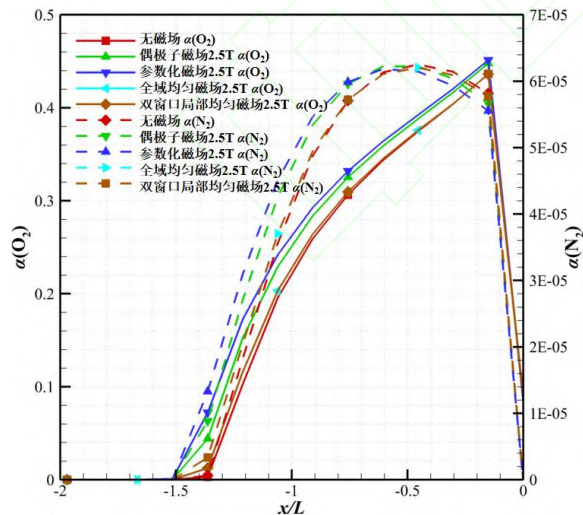


图 14 沿驻点线氧/氮解离度对比

Fig. 14 Comparison of O₂ and N₂ dissociation degrees along stagnation line

此外, 此时温度大概为 3100K, $\alpha(O_2)$ 到了 ~ 0.45 的量级, $\alpha(N_2)$ 只有 $\sim 10^{-5}$ 量级。

根据图 15 所示的电子数密度和截止频率沿驻点线的分布, 几种工况下电子数密度的峰值为 $2.8 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, 其中, 参数化磁场和偶极子磁场配置下流场的电离程度略强, 但四种磁场配置的电子浓度分布差异很小, 表明沿驻点线的电离过程受磁场影响较小。

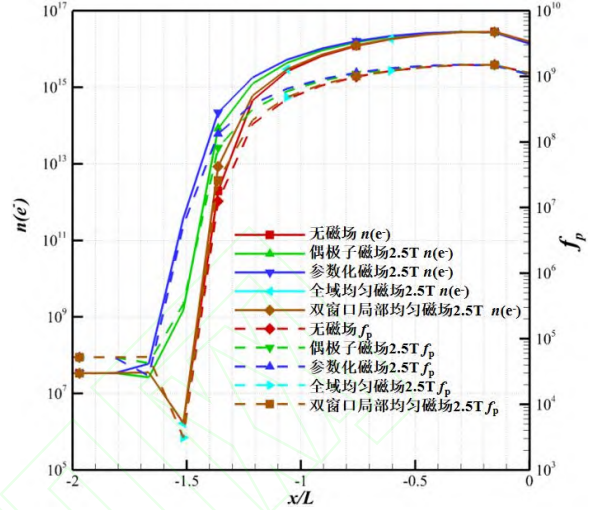


图 15 沿驻点线电子数密度和截止频率分布对比

Fig. 15 Comparison of electron number density and cutoff frequency distributions along stagnation line

驻点线作为流场的对称轴, 流动特征相对稳定, 磁场对流场结构的调控主要体现在偏离对称轴的区域。总体而言, 沿驻点线四种磁场配置下化学非平衡参数 (组元分布、解离度、电离度) 的分布差异相对较小, 分布曲线高度重合。主要差异体现在热非平衡程度上, 偶极子磁场导致最严重的振动能激发滞后; 参数化磁场在驻点线上对流场的影响最为明显, 这与其在其他区域 (尤其是肩部) 表现出更强调控效果相一致。

2.4 典型站位剖面特性分析

2.4.1 激波特性对比

在 $x/L = 0.01$ (鼻部近驻点站位), 以温度梯度最大位置作为激波的特征位置, 从图 16 中可以看到, 激波后温度从约 300K 的来流温度跃升至 $\sim 3500\text{K}$, 四种磁场配置对驻点温度的影响均比较小。其中, 无磁场/偶极子磁场/两种均匀磁场的特征点均在 $y/L \approx 6.566$ 的位置, 参数化磁场的特征点外移到 $y/L \approx 7.071$ 的位置。

对应的激波层厚度 (用 $\Delta(y/L)$ 表示), 如果将前者中的四种磁场定为基准, 则 $\Delta_{\text{baseline}} \approx 6.061$, $\Delta_{\text{parameterized}} \approx 6.566$ (约+8.3%), 这说明: 在鼻部, 参数化磁场更像是把“强压缩/强梯度层”整体向外推了一点 (激波层加厚/外

移)，而不是把峰值反应“放大”。

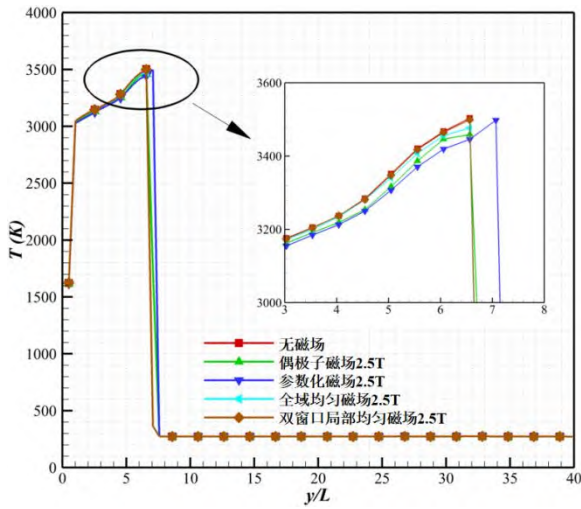


图 16 $x/L=0.01$ 边界层温度剖面整体对比

Fig. 16 Overall comparison of boundary-layer temperature profiles at $x/L=0.01$

根据图 17 所示，在 $x/L=2$ 的流场中部位置，参数化磁场在过激波后的密度分布与其他配置有差异，相比其他配置，参数化磁场的密度比更高，且有一个更平缓的“过渡区”。

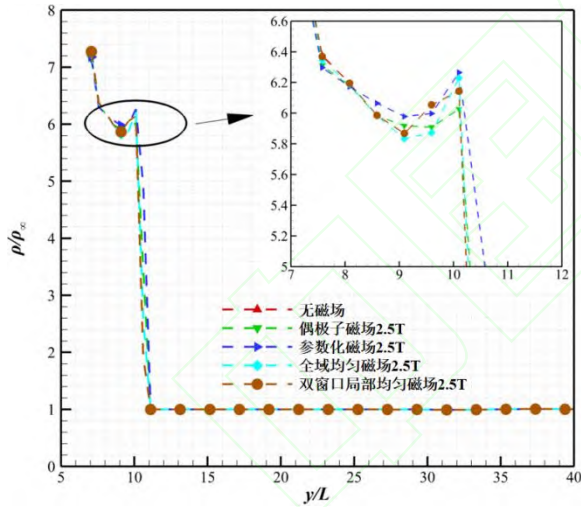


图 17 $x/L=2$ 边界层密度剖面整体对比

Fig. 17 Overall comparison of boundary-layer density profiles at $x/L=2$

图 18 所示的肩部速度剖面表现出一定差异，体现了不同磁场配置对肩部流场的调控效果。

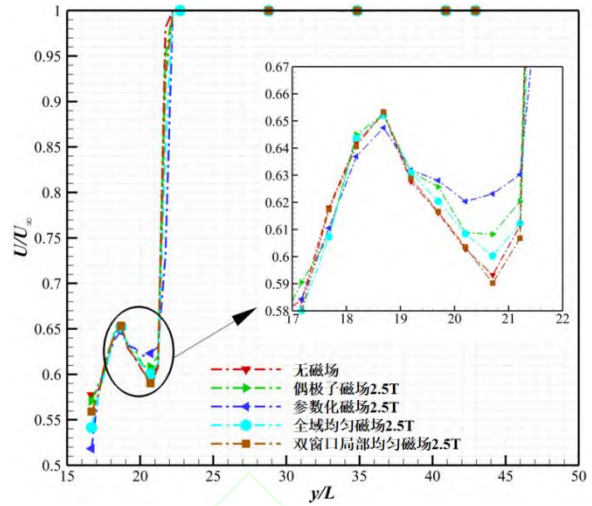


图 18 $x/L=9.99$ 边界层速度剖面整体对比

Fig. 18 Overall comparison of boundary-layer velocity profiles at $x/L=9.99$

图 16~图 18 分别给出了驻点区、中部和肩部的温度、密度和速度剖面。从驻点到肩部，激波逐渐向壁面靠近，激波后参数跃升逐渐减弱。值得注意的是，四种磁场配置在各站位的基本流场参数（温度、密度、速度）分布高度一致，表明磁场对激波宏观结构的影响有限。

2.4.2 热非平衡特性对比

图 19 的温度比分布对比显示，偶极子磁场产生了极端的振动温度滞后 (T_v 仅为 T 的 46%)，参数化磁场次之 (T_v 约为 T 的 75%)。

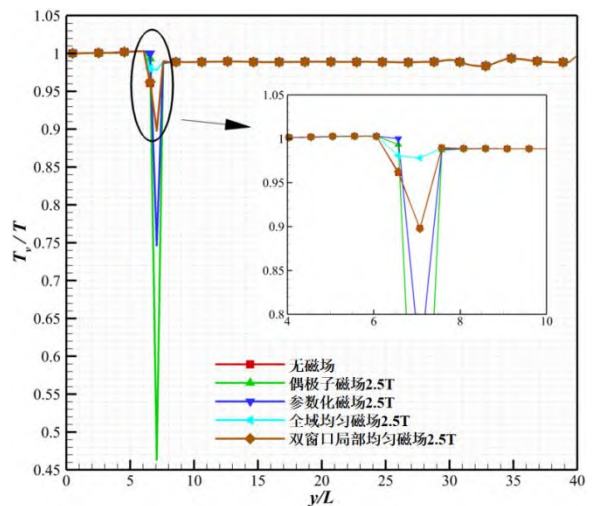


图 19 $x/L=0.01$ 边界层 T_v / T 剖面整体对比

Fig. 19 Overall comparison of boundary-layer T_v / T profiles at $x/L=0.01$

图 20 表明，热非平衡程度在流场中部持续演化，相比驻点区，磁场配置的排序发生了变化，中部区域双窗口局部均匀磁场的热非平衡特性最

强，参数化磁场配置变为最弱，说明热非平衡效应的沿程演化因磁场配置而异。

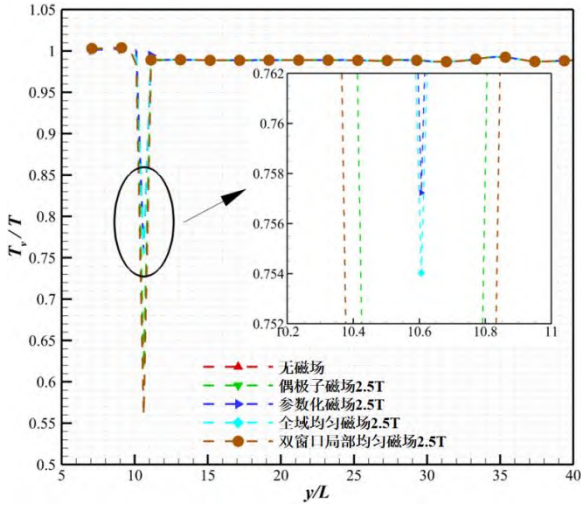


图 20 $x/L=2$ 边界层 T_v/T 剖面整体对比
Fig. 20 Overall comparison of boundary-layer T_v/T profiles at $x/L=2$

图 21 所示的肩部边界层温度比表明，外加磁场后，无论是何种磁场配置，都增加了流场的热非平衡程度，但不同磁场类型差异不大。

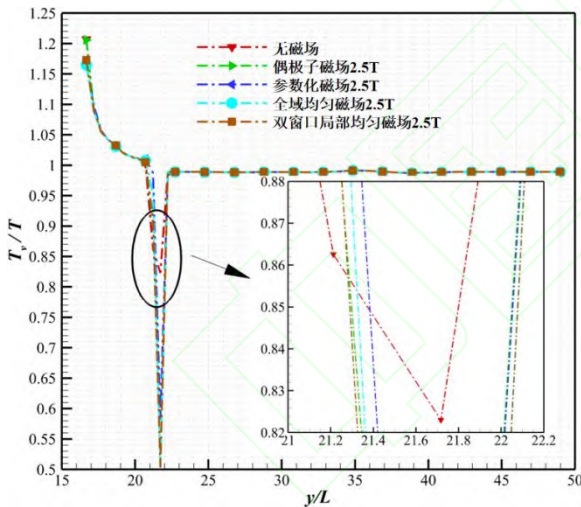


图 21 $x/L=9.99$ 边界层 T_v/T 剖面整体对比
Fig. 21 Overall comparison of boundary-layer T_v/T profiles at $x/L=9.99$

流场不同剖面的热非平衡特性说明了偶极子磁场的独特性(结合 2.3.1 节沿驻点线的热非平衡特性可知),偶极子磁场在驻点线上 $T_v/T > 1.0$, 振动温度过激发,而在驻点区沿 x 轴站位, $T_v/T = 0.462$, 体现出振动温度滞后。说明偶极子磁场造成了高度局域化、空间不均匀的能量分布。此外,在磁场调控的空间选择性上,驻点区的磁场对流场的影响最大,各磁场调控效果存在一定差异。肩部任何磁场都有效,但类型差异减

小。

2.4.3 化学非平衡特性对比

根据图 22 所示的肩部位置的 NO 分布,可以看出,参数化磁场的 NO 分布略高于其他配置,峰值约为 0.05。

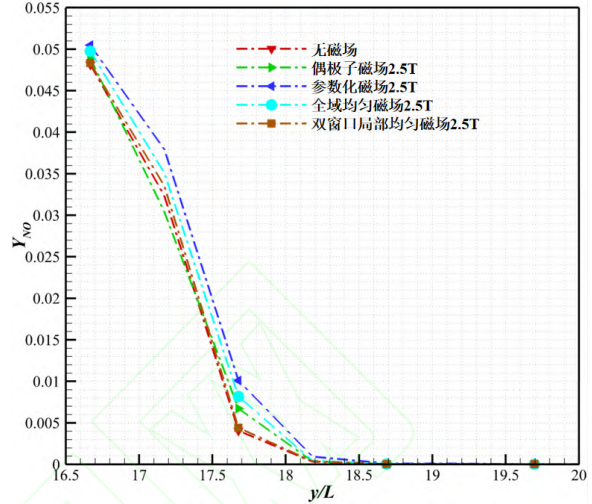


图 22 NO 质量分数沿 $x/L=9.99$ 分布结果对比
Fig. 22 Comparison of NO mass fraction distributions at $x/L=9.99$

图 23 给出了肩部位置 ($x/L=9.99$) 电子数密度及截止频率的剖面分布。可以看出,参数化磁场的电子浓度峰值达 $3.5 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$, 明显高于无磁场 ($2.1 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$) 和其他磁场配置。根据截止频率的计算公式,肩部区域参数化磁场的截止频率约为 530MHz,无磁场为 411MHz,主要影响 UFH 频段 (300MHz~3GHz) 低频部分电磁波传播。

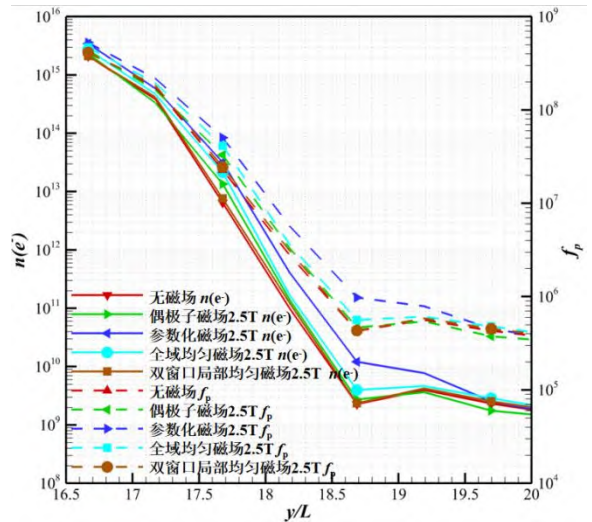


图 23 电子数密度及截止频率沿 $x/L=9.99$ 分布结果对比
Fig. 23 Comparison of electron number density and cutoff frequency distributions at $x/L=9.99$

在驻点区域(图未展示),四种磁场配置的电子数密度分布几乎重合,峰值约 $2.6 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$,

对应截止频率约 1.45GHz，可能对 L 波段（1~2GHz）通信产生影响，但对 S 波段（2~4GHz）及以上频段影响较小。这种沿程变化的差异性表明，磁场对电离过程的影响具有空间选择性：在驻点区域，激波加热主导了电离过程，磁场影响有限；而在肩部等偏离对称轴的区域，在肩部区域，参数化磁场相比无磁场工况显著促进了电离反应，使电子数密度增加约 67%，截止频率提高约 29%。

综上，在头部位置（ $x/L=0.01$ ），四种磁场配置的影响相对接近，参数化磁场的优势主要是层位置外移/层厚增加（反应层略外扩），峰值强度不变。

在中部位置（ $x/L=2$ ），激波层位置不变，但参数化磁场/偶极子磁场让层内减速/压缩略有增强（马赫数降低、压力升高、密度增加），参数化磁场对化学反应（解离、电离）的促进作用开始显现，而均匀磁场配置条件下基本无效。

在肩部位置（ $x/L=9.99$ ），参数化磁场开始在化学/电离强度水平上（电子数密度、氧解离度更高）显现优势，对应壁面热流中后段的持续降热载。

综合各站位剖面结果，各磁场配置下流场峰值参数基本不变，磁场的调控效果主要体现在局部调节激波位置和边界层内的能量分布，其中参数化磁场在肩部区域的调控效果较为显著。

3 结论

本文针对 OREX 飞行器再入湍流工况（ $Ma=9.06$ ， $Re=2.23\times 10^6$ ），采用添加电磁源项的热化学非平衡 Navier-Stokes 方程，结合双温度模型、11 组元化学反应模型和 $k-\omega$ SST 湍流模型，系统研究了四种磁场配置（驻点偶极子磁场、全域均匀磁场、双窗口局部均匀磁场和参数化磁场）对高超声速磁控流场的调控效果。通过对比分析流场等值云图、不同站位参数剖面、驻点线分布及壁面气动热参数，得到以下主要结论：

(1) 参数化磁场实现了最优的流场调控效果。壁面总热流在驻点区、中部和肩部分别降低 8.70%、8.14% 和 14.04%，平均降热约 10%。参数化磁场通过随流线方向改变磁感线分布，在关键区域实现了有效的能量沉积和激波层调控，尤其在肩部区域表现出良好的降热优势。

(2) 偶极子磁场在驻点区产生了独特的能量沉积集中效应。沿驻点线，偶极子磁场导致振动温度超过平动温度，温度比峰值 $T_v/T > 1.1$ ，形成罕见的振动能过激发现象；而在驻点区站位

（ $x/L=0.01$ ），偶极子磁场又产生了极端的振动温度滞后， T_v/T 降至 0.462（ T_v 仅为 T 的 46%），远低于参数化磁场的 $T_v/T \approx 0.75$ （ T_v 约为 T 的 75%），揭示了偶极子磁场造成的高度局域化、空间不均匀的能量分布特征。偶极子磁场的降热效果（驻点区 4.72%，中部 6.08%）次于参数化磁场，但在肩部区域反而出现热流增加（+2.45%）。

(3) 全域均匀磁场和双窗口局部均匀磁场的调控效果有限。两者在各区域的壁面热流变化均在 $\pm 2\%$ 范围内，接近无磁场工况。全域均匀磁场在各区域的调控效果均不显著。双窗口局部均匀磁场虽针对驻点和肩部关键区域施加了局部磁场窗口，但调控效果仍不显著，表明单纯的局部磁场窗口设计不足以实现理想的流场调控。

(4) 磁场对热化学非平衡过程的影响具有空间选择性。沿驻点线，四种磁场配置对化学非平衡参数的影响相对较小：NO 质量分数峰值均约为 0.062，氧解离度峰值均接近 0.45，电子数密度峰值均约为 $2.8\times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ，各配置曲线高度重合。而在肩部区域（ $x/L=9.99$ ），参数化磁场对组元解离和电离反应的促进作用明显增强：电子数密度峰值达 $3.5\times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ，较无磁场工况（ $2.1\times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ）增加约 67%，对应等离子体截止频率从 411 MHz 提高至 530 MHz（提高约 29%），主要影响 UHF 频段低频部分的电磁波传播。这表明磁场调控的有效性与局部流场结构密切相关。

(5) 热流分解分析揭示了振动热流在高超声速热化学非平衡流动中的主导地位。在所有磁场配置和壁面位置，振动热流占总热流的比例均超过 99%，平动热流和扩散热流的贡献可忽略不计。这一结果证明了双温度模型在高超声速热化学非平衡流动模拟中的必要性，同时表明高超声速飞行器热防护设计必须重点考虑分子振动能的输运机制。

(6) 参数化磁场设计理念为磁流体动力学热防护技术提供了新思路。通过使磁感线方向随流线方向参数化连续改变（驻点区 90° ，中间区域 $45^\circ \sim 90^\circ$ 过渡，肩部区域 45° ），实现了磁场分布与流场结构的良好匹配。值得注意的是，双窗口局部均匀磁场虽然在驻点区和肩部也采用了类似的磁场方向设置，但由于其局部窗口间的磁场不连续，壁面热流变化幅度不超过 1%，调控效果远不如参数化磁场（降幅 8%~14%）。这表明磁场的空间连续性和全场覆盖是实现有效调控的关键因素，而非单纯的局部方向匹配。

参考文献

- [1]Shang, J. S.,Surzhikov,et al. Magnetoaerodynamic Actuator for Hypersonic Flow Control[J]. American Institute of Aeronautics and Astronautics,2005,Vol.43(8): 1633-1643.
- [2]Shibo Lee,Yunlong Zhao,Jiaqi Luo,et al. A Review of Flow Control Strategies for Supersonic/Hypersonic Fluid Dynamics[J]. Aerospace Research Communications,2024,Vol.2.
- [3]Luo, Shichao, Yang,et al. Research Progress on Magneto-hydrodynamic Flow Control Technology for Hypervelocity Reentry Vehicles[J]. Yuhang Xuebao/Journal of Astronautics,2025,Vol.46(6): 1047-1060.
- [4]Zhifeng Zhou,Zhichao Zhang,Zhenxun Gao,et al. Numerical Investigation on Mechanisms of MHD Heat Flux Mitigation in Hypersonic Flows[J]. Aerospace,2022,Vol.9(10): 548.
- [5]Franciamore, Joseph D.,Tumuklu,et al. Characterization of Applied Magneto-hydrodynamic Effects on Hypersonic Reentry Flows[J]. AIAA JOURNAL,2025.
- [6]Oswald J W, Lani A, Herdrich G. Experimental investigation on MHD flow manipulation in high enthalpy air plasma[J]. Vacuum, 2025: 114565.
- [7]Jianlong YANG, Meng LIU. Numerical analysis of hypersonic thermochemical non-equilibrium environment for an entry configuration in ionized flow[J]. Chinese Journal of Aeronautics,2019,32(12): 2641-2654.
- [8]BOYD, IAIN D. (Eloret Institute, Palo Alto,et al. Rotational and vibrational nonequilibrium effects in rarefied hypersonic flow.[J]. J. Thermophys. Heat Transfer,1990,Vol.4(4): 478-484.
- [9]Candler, Graham V. Rate Effects in Hypersonic Flows. [J]. Annual Review of Fluid Mechanics,2019,Vol.51(1): 379-402.
- [10]Minjae Jeong, Suhun Cho, Youngwoo Kim ,et al. High-fidelity simulation of laminar-to-turbulent transition in hypersonic boundary layer on a sharp cone[J]. Physics of Fluids,2025,Vol.37(3): 034120.
- [11]D. Passiatore,L. Sciacovelli,P. Cinnella and G. Pascazio. Finite-rate chemistry effects in turbulent hypersonic boundary layers: A direct numerical simulation study[J]. Physical Review Fluids,2021,Vol.6(5): 054604.
- [12]Passiatore D, Sciacovelli L, Cinnella P, et al. Thermochemical non-equilibrium effects in turbulent hypersonic boundary layers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2022, 941: A21.
- [13]Luo S, Wu L, Chang Y. Magneto-hydrodynamic Control of a Hypersonic Shock-Turbulent Boundary Layer Interaction[J]. Journal of Aerospace Engineering, 2024, 37(3): 04024022.
- [14]Lee, J.-H.. Electron-impact vibrational excitation rates in the flow field of aeroassisted orbital transfer vehicles[C]/20th Thermophysics Conference. 1985.
- [15]PARK, CHUL (NASA, Ames Research Center,et al. Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. I. Earth entries.[J]. J. Thermophys. Heat Transfer,1993,Vol.7(3): 385-398.
- [16]Menter, F. R.. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal,1994,Vol.32(8): 1598-1605.
- [17]Liou, Meng-Sing(MENG-SING.LIOU@grc.nasa.gov). A sequel to AUSM, Part II: AUSM+up for all speeds[J]. Journal of Computational Physics,2006,Vol.214(1): 137-170.
- [18]Yoon, S.,Jameson,et al. Lower-upper symmetric-Gauss-Seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations[J]. AIAA Journal,1988,Vol.26(9): 1025-1026.
- [19]Fujino T, Ishikawa M. Numerical Simulation of Control of Plasma Flow with Magnetic Field for Thermal Protection in Earth Reentry Flight [J], IEEE Transactions on Plasma Science, 2006,34(2): 409-419.
- [20]李开. 高温真实气体条件下的磁控热防护机理研究[D]. 国防科技大学,2017.
- LI K. Mechanism Analysis of Magneto-hydrodynamic Heat Shield System Including High Temperature Real Gas Effect[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2017. (in Chinese)